

垂直管内低質量速度気液二相流の流動特性に関する研究

安達公道・阿部 豊

工学部機械システム工学科

Study on The Characteristics of Low-Mass-Velocity
Vertical Gas-Liquid Two-Phase Flow

Hiromichi ADACHI and Yutaka ABE

Department of Mechanical Systems Engineering, Faculty of Engineering

(平成6年9月1日受理)

Abstract

Low-mass-velocity two-phase flow in a vertical pipe shows lower void fraction than high-mass-velocity two-phase flow even though their qualities are same. In order to clarify the flow characteristics of the low-mass-velocity two-phase flow, air-water two-phase flow experiments were conducted under the froth or annular flow conditions. Experimental results show that measured water film average velocity is negative under some condition even though both gas and liquid superficial velocities are positive. Wall shear stress is positive under this condition. These results indicate that local flow reversal should exist along the channel wall. This local flow reversal gives rise to the low void fraction in low-mass-velocity two-phase flow.

A new method was developed to predict flow characteristics of the low mass velocity two-phase flow with local flow reversal. This method is based on a concept that minimum pressure energy consumption rate is established in the most stable two-phase flow. It is demonstrated that this method can predict the flow characteristics of low mass velocity two-phase flow with local water downflow without using empirical friction factors. Constants of a turbulent model adopted in the present method is optimized with the present experimental data.

1. 緒言

通常我々の周囲にある熱機器においては、空冷・水冷などの相変化を伴わない単相流れを利用する冷却方式が採用されてきている。しかしながら、このような単相流による冷却では発熱密度で200(W/lit)程度が上限されており⁽¹⁾、それ以上の高発熱密度の機器を冷却しようとする場合には、相変化による潜熱移動を利用した二相流による冷却すなわ

ち沸騰冷却に依らざるをえない。近年、高性能ヒートパイプ、核融合炉などの高熱流束機器、スーパーコンピューター内の高発熱密度部品などのように、より高性能の機器になればなるほどより大きな冷却能力を要求されるようになってきている。このような高熱流束機器を二相流によって冷却しようとする場合に問題となるのが核沸騰から膜沸騰への沸騰遷移や液膜の消失(ドライアウト)である。

高熱流束機器を低流速の二相流によって冷却しようとした場合や流量の異常な低下が生じた場合には、発熱体表面を蒸気膜が覆い冷却不全に陥る可能性がある。そのため、低質量速度における二相流の流動挙動を把握・予想することは、これらの高熱流束機器を設計・製作する上で極めて重要となる。

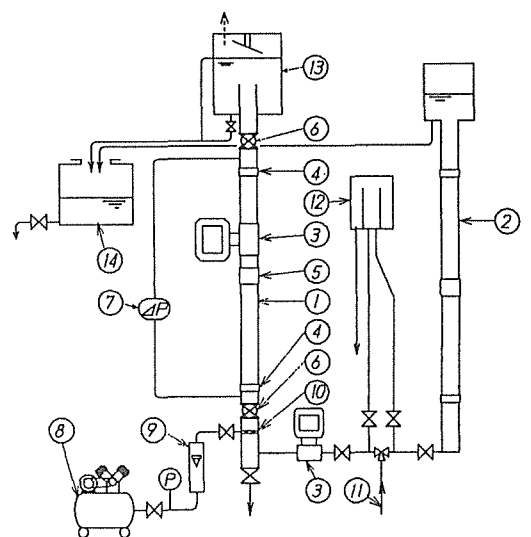
高質量速度二相流の場合、気液の相対速度が小さいため流れを均質流的に取り扱うことが可能である。一方、数十 ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$) 程度の比較的低質量速度の気液二相流の場合、気液の相対速度が大きく流れを均質流的に取り扱うことが不可能である上、同じクオリティであっても高質量速度の二相流に較べてボイド率が低くなることが示されている²⁾。このことは、高質量速度二相流に対して、低質量速度二相流の流動特性が異なる可能性を示唆するものと考えられる。

従来の研究の多くは、通常機器の運転時の条件に応じた高質量速度の条件下でなされており、ボイド率の低下が観測されるような低質量速度における二相流の流動特性の把握が可能となるような定量的データの系統的な蓄積は殆ど行われていない。また、高質量速度二相流と低質量速度二相流においてボイド率に差異が生じる原因について、低質量速度となった場合に壁面近傍の極めて薄い液膜内での流動に二次元性が生じるためではないかとの指摘³⁾があるものの、現在これを裏づけるような実験情報も充分ではない。

更に、これまでこのような低質量速度二相流における流れの多次的構造を考慮したような解析はほとんど行われてきていない。その理由の第一としては、低流速であるため気液の相対速度が大きいことから、慣性力等に比較して界面剪断応力の値が大きく界面剪断応力がボイド率等の物理変数に大きな影響を及ぼすにもかかわらず、現在の所充分な精度で界面剪断応力を見積もることができていないことが挙げられる。これまで界面剪断応力の評価は、実験的に求められた界面摩擦係数を用いることによって行われてきた。しかしながら、これらの実験相関式には適用範囲があり、その適用範囲内でしか用いることができない。第二の理由としては、低質量速度二相流の場合、気液界面における乱れのために液膜内の流動を乱流

として取り扱う必要があると推定されるにも拘らず、いかなる乱流モデルを採用すべきかについての情報が欠落していることが挙げられる。

本報告においては、まず、低質量速度二相流における流動特性を解明するために必要となる実験データベースの構築を目的として、大気圧条件下において垂直上昇空気-水二相流実験を行い、特に低質量速度二相流における液膜厚さや液膜平均速度ならびに壁面剪断応力等の測定を行うことにより、低質量速度二相流の流動特性について実験的に調べた結果について報告する。更に、二相流の圧力エネルギーが二相流の加速仕事や重力仕事や摩擦仕事に変換されるものと仮定し、この圧力エネルギーの消費率が与えられた境界条件の下で最小となる流れが二相流として最も安定な流れであるとする考え方に基づいて、より一般的に界面剪断応力や壁面剪断応力を決定する方法を考案するとともに、液膜内における流動を乱流と仮定した二次元流動解析モデルを開発し、本実験結果から得られたデータベースを用いて、その解析モデルの妥当性について検討を行った結果について報告する。



- | | |
|-------------------------------|------------------------|
| ① Test Section | ② Calibration Pipe |
| ③ Electro Magnetic Flow Meter | ④ Supply Electrodes |
| ⑤ Measurement Electrodes | ⑥ Quick Shut Valves |
| ⑦ Differential Pressure Gauge | ⑧ Compressor |
| ⑨ Rotameter | ⑩ Air Injection Nozzle |
| ⑪ Tap Water | ⑫ Water Supply Tank |
| ⑬ Air-Water Separator | ⑭ Drain Tank |

Fig.1 Schematic Diagram of Test Rig.

2. 実験

2. 1 実験装置

実験装置の概要をFig. 1に示す。本実験装置のテスト部(①)は内径が22.4mm, 全長約1800mmの亚克力製円管で構成されている。テスト部下部には気液の混合部があり, テスト部上部には気液分離タンクが設置されている。テスト部上部は, この気液分離タンクに突出しており, 本実験は, Fig. 1に示すようにテスト部上端の上方に水位が形成されている条件下で行った。水は電磁流量計(③)で流量を計測された後テスト部下部に供給される。また, コンプレッサー(⑧)からの空気はローターメーター(⑨)で流量を計測した後テスト部下部に設置された吹き込みノズル(⑩)を通して水流中に送り込まれ, テスト部内に気液二相流を形成する。この時混合を促進するため空気は水の流れ方向に対して直角に吹き込まれる。テスト部内に気液二相流を形成した水と空気は, 気液分離タンク(⑬)より空気は大気に放出され, 水は絶縁された排水タンク(⑭)に放出される。

テスト部上下には急速遮断弁(⑥)が取り付けられている。所定の二相流状態が達成された段階で両面を同時閉塞し相分離を行った後, テスト部に形成された水位を計測する事によってテスト部内のボイド率を測定することができる。ボイド率の計測は, 計測データのばらつきを考慮し20回程度の計測の平均値を最終計測値とした。テスト部中心には, 定電流法⁽⁴⁾によって液膜厚さを測定するための液膜厚さ測定器(④, ⑤)と液膜平均速度測定用の電磁流量計(③)が設置されている。定電流法は, 上下のリング電極(④)より一定電流を印加した状態で, 一对の金属リングからなる計測電極(⑤)に生じる電位差を計測することで連続液膜の電気抵抗を求め, それを液膜断面積や液膜厚さに換算する方法である。電磁流量計はフレミングの右手の法則を利用したもので, 連続液膜内の平均流速が計測できる。また, テスト部上下間には歪ゲージ式差圧計が設置されており, テスト部上下の差圧が測定できる。各測定器の出力信号はそれぞれ絶縁アンプを介してA/D変換し計算機に取り込まれる。

実験条件としては, 大気圧条件下において, 水見かけ流速として, 0~0.18 (m/s), 空気見かけ速

度として, 0.43~13.6 (m/s) の範囲で実験を行った。

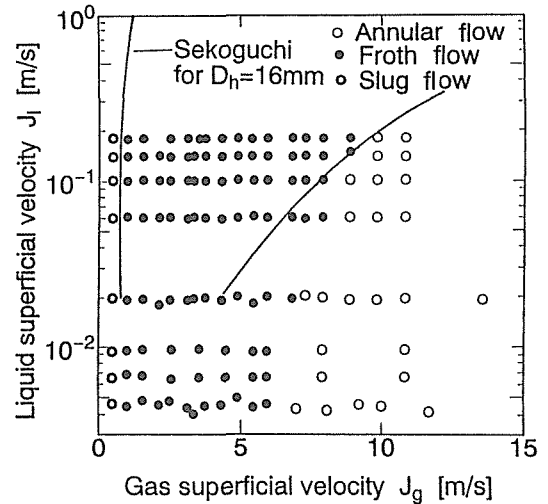


Fig. 2 Flow Pattern Map.

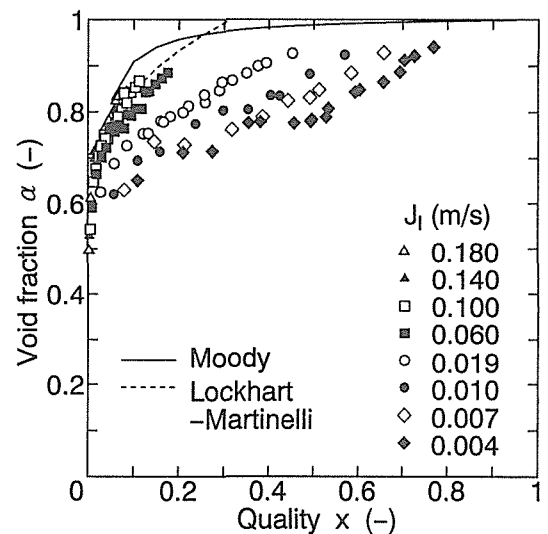


Fig. 3 Relationship between Quality and Void Fraction.

2. 2 実験結果及び考察

2. 2. 1 流動様式

Fig. 2に, 本研究において行った実験の条件範囲において観察された流動様式の違いについて示す。気相見かけ速度が極めて低くなった場合にスラグ流が観察された以外は, 本実験の条件範囲で観察された流動様式は環状流もしくはフロス流であった。Fig. 2中には世古口による流動様式線図⁽⁵⁾から

得られた管径16mmに対するスラグ流とフロス流の境界ならびにフロス流と環状流の境界を実線で示した。本実験は世古口線図の流速範囲より更に低い流速範囲まで行なわれている。世古口線図の範囲内で両実験の結果を比較すると、スラグ流とフロス流の境界はよく一致しており、環状流とフロス流の境界においてやや食い違いが見られる。本実験のような低流速の条件下では流れは常に変動しており、環状流とフロス流の違いを目視観察で判定することが極めて困難であったことを考慮すると、世古口線図と本実験で観察された流動様式とはほぼ一致する結果であると判断できる。

2. 2. 2 ボイド率

Fig. 3に急速遮断弁を用いて測定されたクオリティとボイド率の関係を示す。図中の実線はMoodyらによる均質流モデルによる計算結果であり点線はLockhart-Martinelli相関⁶⁾による計算結果である。Lockhart-Martinelli相関は高質量速度の条件下で作製されたものであるが、本実験においても、液相見かけ速度が0.1 (m/s) 以上において、実験結果はLockhart-Martinelli相関とほぼ一致している。しかしながら、液相速度が低くなった場合には、同一クオリティであっても低ボイド率となる結果が現われており、これは、従来指摘されている実験事実と対応する結果である³⁾。

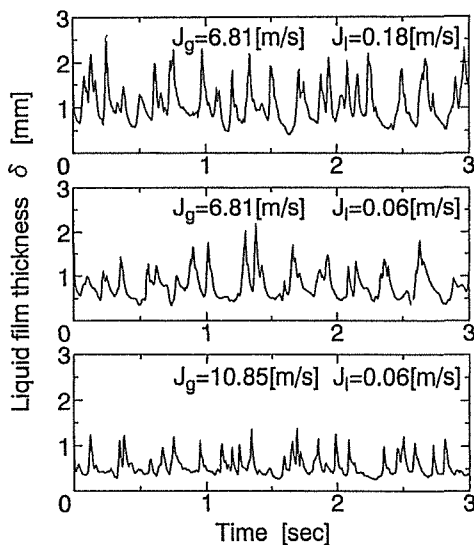


Fig. 4 Direct Measurement Results of Film Thickness.

2. 2. 3 液膜厚さ

Fig. 4に気液両相の見かけ速度の組合せが異なる3種類の条件において得られた液膜厚さの測定結果を示す。Fig. 4に示すように、液膜厚さは常に変動していることが分かる。しかしながら、Fig. 4から、本実験における低質量速度二相流においても植田ら^{7), (8)}によって指摘されているような壁面に接して流れる厚さの変化しない連続層である基底液膜とその上部を流れる波動層のあることが認められる。定性的傾向として、液相見かけ速度が大きいほど、また気相見かけ速度が小さいほど、基底液膜厚さ及び最大液膜厚さが共に厚くなる傾向が見られる。

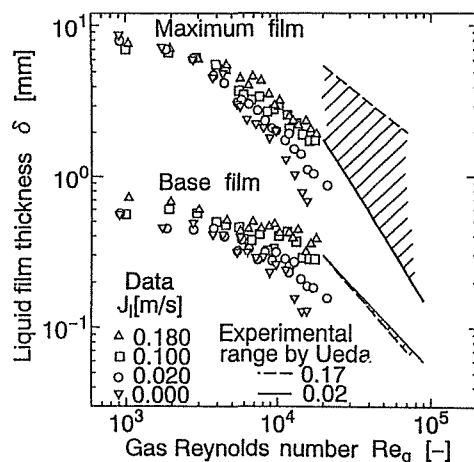


Fig. 5 Average Film Thickness.

Fig. 5は、Fig. 4に示す時系列データの最小値を基底膜厚さと定義し、最大値を最大液膜厚さと定義した場合のそれぞれの値を気相レイノルズ数に対して示したものである。本実験の測定範囲はFig. 5中に斜線で示した植田らのデータより気相レイノルズ数が更に小さい範囲にある。本実験のデータは、植田らのデータと必ずしも連続的につながっていないが、気相レイノルズ数が小さいほど、液膜厚さが大きくなる特性は定性的に一致している。本実験データと植田らのデータとの違いは、主として植田らの計測が触針探子を用いた計測であるのに対して、本実験においては定電流法を用いていた計測であることによるものと考えられる。Fig. 5から基底液膜の厚さが1 mm以内であり、最大液膜厚さはテスト管内半径の11.2mm以下であった。

2. 2. 4 壁面剪断応力

いまテスト部管内を流れる気液の混合相に対する力の釣合を考えると次式が成り立つ。

$$\left(\frac{dP}{dz}\right) + \{\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_l\}g - \frac{4}{D_h}\tau_w = 0 \quad \dots (1)$$

式(1)より次式が得られる。

$$\tau_w = \frac{D_h}{4} \left[\left(\frac{dP}{dz}\right) + \{\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_l\}g \right] \quad \dots (2)$$

式(2)より、差圧および管断面平均ボイド率を測定する事によって、壁面剪断応力を評価することができる。Fig. 6 に式(2)を用いて本実験の結果から求められた壁面剪断応力の評価結果を示す。確かに液相見かけ速度が大きい時は壁面剪断応力の値は負であるものの、液相見かけ速度が減少するに従って壁面剪断応力は 0 付近の値となり、液相見かけ速度が更に減少するについには壁面剪断応力の値は正の値を示す結果となった。

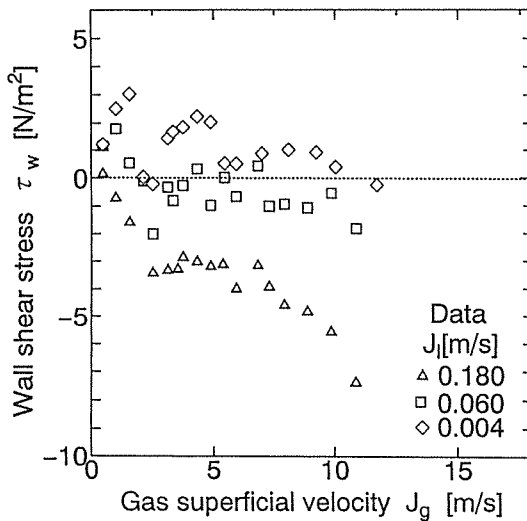


Fig. 6 Wall shear stress.

2. 2. 5 液膜平均速度

本実験装置のテスト部中心部には電磁流量計が設置されている。電磁流量計の計測値は、壁面に接して存在する連続液相の断面平均速度を示すものである。本実験の対象とするフロス流または環状流の場合、電磁流量計は液滴を除外した壁面に

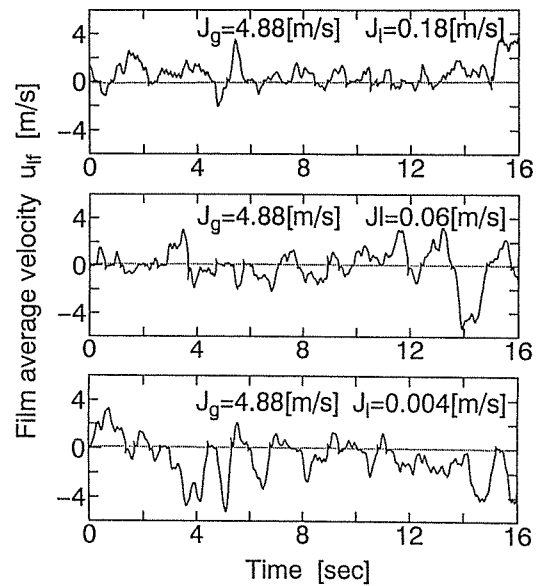


Fig. 7 Direct Mesurment Reults of Film Mean Velocity.

接して存在する連続液膜のみの断面平均速度を測定することになる。Fig. 7 に、気相見かけ速度 4.88 (m/s) において液相見かけ速度を 3 段階に変化させた場合の電磁流量計による液膜の断面平均速度の計測値を示す。Fig. 7 に示すように、液膜の断面平均速度の計測値は正と負の間を非定常に変動している。このことは液膜流の流動の方向が上下に変化していることを示しており、Fig. 2 に示した流動観察において、環状流あるいはフロス流と判定した場合において流動方向が常に変化していたという観察結果と対応している。

一般に二相流はいかなる流動状態においても時間的・空間的に常に変動しており、現在のところ二相流の流動を取り扱う上では、時間・空間平均を行った値が使用されている。そこで、Fig. 7 に示す液膜の断面平均速度の時系列データを時間平均した結果を、壁面剪断応力の測定結果とともに、Fig. 8 から Fig. 10 に示す。

Fig. 8 は、液相見かけ速度が 0.18 (m/s) と比較的速度の高い場合の結果である。得られた液膜平均速度は、気相見かけ速度が低い場合を除いて正の値を示し上向きに流れがあることを示しており、このとき、壁面剪断応力は負の値を示した。Fig. 9 は液相見かけ速度 0.06 (m/s) と低くなった場合の

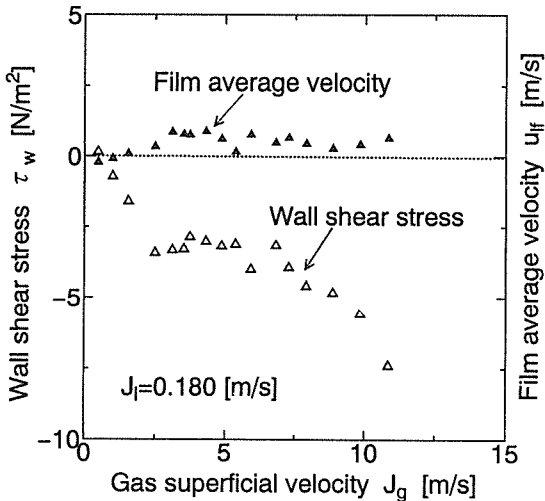


Fig. 8 Wall Shear Stress and Average Film Velocity.
($J_l = 0.180 \text{ m/s}$)

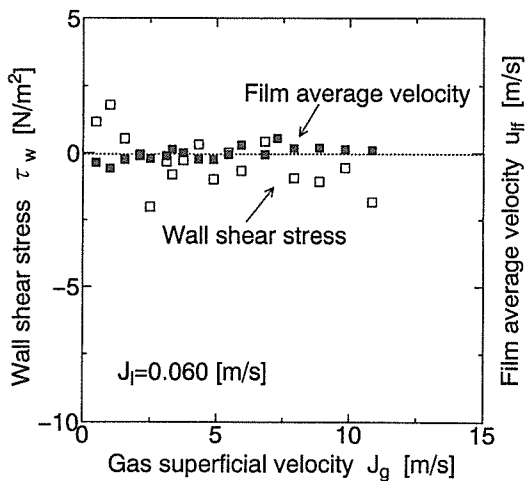


Fig. 9 Wall Shear Stress and Average Film Velocity.
($J_l = 0.060 \text{ m/s}$)

液膜平均速度と壁面剪断応力の測定結果である。液膜平均速度、壁面剪断応力ともに0付近の値となった。これは、時間平均でみた場合、液膜内では流れが停滞しており、液膜を支えるべき壁面剪断応力が極めて小さくなっていることを示している。Fig.10は、液相見かけ速度が更に低く0.044 (m/s)である場合の液膜平均速度と壁面剪断応力

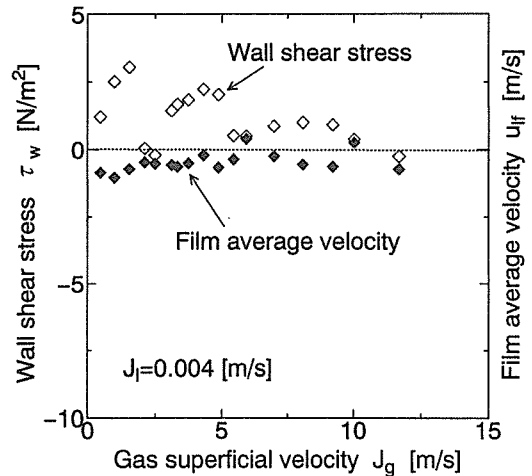


Fig.10 Wall Shear Stress and Average Film Velocity.
($J_l = 0.004 \text{ m/s}$)

の測定結果である。全ての気相平均速度に対して液膜平均速度は僅かに負の値となっており、時間平均で見た場合、下方への流動すなわち落水のあることを示している。この場合、壁面剪断応力の計測値は正の値となった。

2. 2. 6 液滴断面面積割合

いま、管壁に沿って存在する液膜を除外した管中心部分は気相と液滴とが流れる二相流であるが、この部分での流れを中心二相流と呼ぶことにする。本実験の場合、液相見かけ速度は常に上向きに設定している。従って、流路壁面にそって下降液膜流が発達した状態において上向きの液相見かけ速度が確保されるためには、流路壁面にそって流下する液相流量を補うだけの上昇水流量が必要となる。その供給源となるものは気液界面における界面波動と中心二相流を流れる液滴である。すなわち、仮に流路壁面にそって下降液膜流が存在したとしても、気液界面や中心二相流部分において気相によって上方向に運ばれる液相が存在する事によって、それらの合計として上向きの見かけ速度が確保されることになるものと考えられる。

Fig.10に示すように液膜平均速度が負である場合には、主として中心を流れる液相が上昇液流量を担っているものと考えられる。いま、垂直管のある断面における全断面積を A_T 、気相の断面積を A_g 、

液膜の断面積を A_f 、液滴の断面積を A_d とすると、

$$A_T = A_g + A_f + A_d \quad \dots (3)$$

であるから、

$$1 = \alpha + \alpha_f + \alpha_d \quad \dots (4)$$

となる。式(4)の右辺第1項、第2項、第3項は、それぞれ全断面に対して気相の占める割合、液膜の占める割合、液滴の占める割合である。液膜平均速度が負である場合にも液相見かけ速度として正の上向き流れが確保されるためには、中心二相流において液相部分が確保されること、すなわち式(4)右辺の第3項の液滴断面積が正のある値を有する事が必要条件となる。ここで、中心二相流部分におけるボイド率は、式(3)より

$$\alpha_c = \frac{A_g}{A_T - A_f} = \frac{A_T}{A_T - A_f} \alpha = \frac{A_T}{A_g + A_d} \alpha \quad \dots (5)$$

となる。 α を急速遮断弁を用いて得られた計測値、 A_f を定電流法を用いて得られた計測値によってそれぞれ与えることにすると、全断面積 A_T が既知であることから、中心二相流部でのボイド率 α_c を計算することができる。一旦、中心二相流におけるボイド率が求まれば、次式によって液膜断面積割合および液滴断面積割合が得られる。

$$\alpha_f = 1 - \frac{\alpha}{\alpha_c} \quad \dots (6)$$

$$\alpha_d = \frac{\alpha}{\alpha_c} (1 - \alpha_c). \quad \dots (7)$$

上式より求められた液膜断面積割合および液滴断面積割合をFig.11に示す。Fig.11より、気相速度が増加するに従ってボイド率が増加し、液膜断面積割合が減少する傾向のあることが分かる。また、計測した殆ど全ての気相速度に対してある値以上の液滴断面積割合が確保されており、常にある量の液滴が存在することが分かる。これは、液膜平均速度が下向きであっても、中心二相流領域における液滴の存在によって液相全体として上向きの速度が確保されているものと考えることができる。

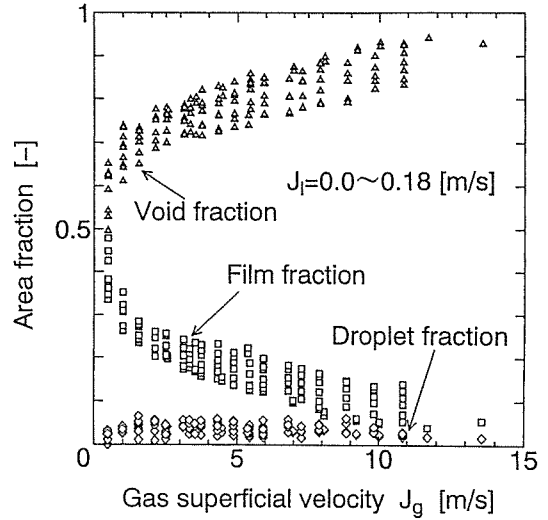


Fig.11 Void Fraction, Area Ratio of film thickness and Area Ratio of droplet.

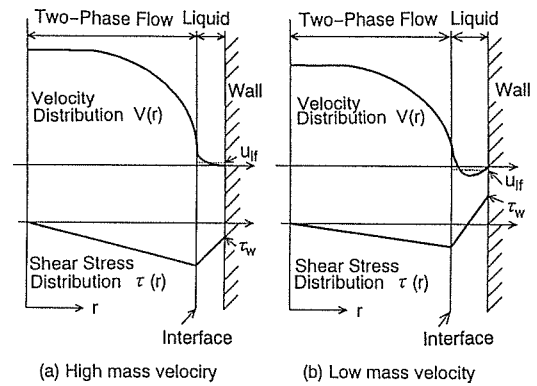


Fig.12 Schematic Diagram of Flow Characteristics of Low-Mass-Velocity Two-Phase Flow.

2. 3 低速二相流の流動特性

以上の結果を模式的にまとめて描いたものがFig.12である。アンサンブル平均を行った速度の半径方向分布を $u(r)$ 、それに対応する剪断応力の半径方向分布 $\tau(r)$ を以下の式によって定義することとすると、

$$\tau(r) = \mu \frac{du(r)}{dr} \quad \dots (8)$$

高質量速度の場合、Fig.12(a)に示すように気液両相の速度勾配は共に負であり、式(8)より剪断応力は気相両相において負の値となる。一方、低質量速

度の場合, Fig.12(b)に示すように液膜内での壁面近傍における流れの逆流によって, 速度勾配は液膜内のある位置において負の値から正の値へ変化し, それに対応する剪断応力も負から正の値に変化することになる。このことは, 狭い管内での二相流であっても質量速度が低い場合には, 流動を二次元的に取り扱う必要のあることを示唆するものである。

気相両相の見かけ速度がともに正の上向きである場合, 壁面剪断応力および液膜平均速度の符号によって, 流動は大きな以下の3つの場合に分類できる。

- ① $\tau_w < 0, \bar{u}_{LF} > 0$: Total up-flow
 - ② $\tau_w > 0, \bar{u}_{LF} > 0$: Partial down-flow
 - ③ $\tau_w > 0, \bar{u}_{LF} < 0$: Total down-flow
- ... (9)

すなわち, ①Fig.12(a)に示すように流れの方向が液膜内の全ての場所で上向きの場合, ②液膜内の壁面近傍に局所的な落水があるものの液膜の平均速度は上向きである場合, 更に③Fig.12(b)に示すように壁面近傍だけでなく液膜の平均速度が負の下向きとなっている場合である。Fig. 2に示す流動様式線図に示した実験データに対して, 計測された壁面剪断応力と液膜平均速度を用いて, 式(9)に示す

判定基準に基づいて分類を行ったものがFig.13である。気液両相の見かけ速度が低速度となるほど, 液膜内の流動が上昇流から下降流へと変化していることが分かる。

3. 解析

3. 1 流動解析モデル

上記の実験結果より, 低質量速度二相流においては, 中心部に上方に向かう二相流が存在していたとしても, 壁面近傍の液膜内においては局所的に下方に向かう流れが存在する。そのため液膜厚さが厚くなるとともに, 厚くなった下向きの流れを有する液膜を支えるために壁面剪断応力が中心二相流部での界面剪断応力と逆向きに働くなど, 流れを均質流的に取り扱うことができず, 液膜内での流れの二次元性を考慮する必要が生じることが明らかとなった。そこで, 取り扱うべき低質量速度二相流の流動を, Fig.14に示すような流動解析モデルを仮定して取り扱うことにする。すなわち内半径 r_w の垂直円管流路を流れる二相流を, 流路壁に隣接する厚さ δ の単相液膜(液膜流)と, 流路中心部を上昇する液滴流(中心二相流)からなるものとする。その場合, 中心二相流は, 半径 $r_i (= r_w - \delta)$ の仮想的な流路を流れる二相流として取り扱うことができる。中心二相流においては噴霧流のように気相を連続相とし, そのボイド率 α_c の分布は一様であると仮定する。 α_c は気液界面位置 r_i

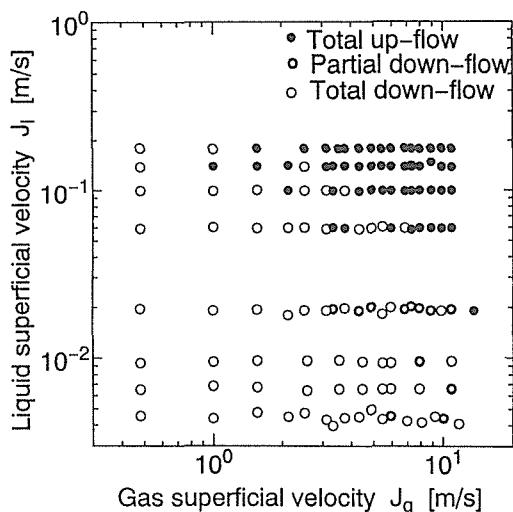


Fig.13 Flow Map of Down-Flow Region and Up-Flow Region.

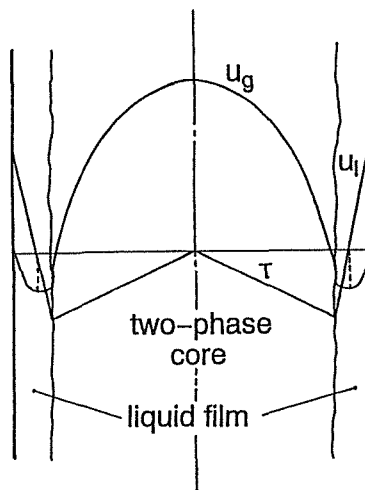


Fig.14 Analytical Model.

及び断面平均ボイド率 α を用いて

$$\alpha_c = \left(\frac{r_w}{r_i} \right)^2 \alpha, \quad \delta < (1 - \sqrt{\alpha}) r_w \quad \dots (10)$$

と表すことができる。一方、円管流路断面内の定常流の局所速度に対する運動方程式は次式によって表わされる。

$$\frac{dp}{dz} + \rho g - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (\tau r) = 0 \quad \dots (11)$$

圧力の半径方向への変化はないものとして(11)式を積分してFig.14に示すような環状流体系に適用すれば中心二相流中の気相流に対しては、 $r = 0$ から $r = r$ 液膜流に対しては $r = 0$ から $r = r_w$ までの定積分によってそれぞれ

$$\frac{dP}{dz} + \{ \alpha_c \rho_g + (1 - \alpha_c) \rho_l \} g - \frac{2}{r} \tau = 0 \quad \dots (12)$$

$$\frac{dP}{dz} + \rho_l g - 2 \frac{r\tau - r_w \tau_w}{r^2 - r_w^2} = 0 \quad \dots (13)$$

が得られる。いま、(12)式および(13)式において、 $0 < r < r_i$ で $\tau = \tau_c$ 、 $r_i < r < r_w$ で $\tau = \tau_F$ とおくことにすると、

$$\tau_c = \frac{r}{2} \left[\frac{dP}{dz} + \{ \alpha_c \rho_g + (1 - \alpha_c) \rho_l \} g \right] = \frac{r}{r_i} \tau_i \quad \dots (14)$$

$$\tau_F = \frac{\tau_w r_w}{r} - \frac{r_w^2 - r^2}{2r} \left(\frac{dP}{dz} + \rho_l g \right) \quad \dots (15)$$

となる。ただし、 $r = r_i$ で $\tau = \tau_i$ 、 $r = r_w$ で $\tau = \tau_w$ としている。(14)式、(15)式および(10)式より、環状流全体及び中心二相流に対して、次式が得られる。

$$\frac{dP}{dz} = - \{ \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \} g + 2 \frac{\tau_w}{r_w} \quad \dots (16)$$

$$\frac{dP}{dz} = - \{ \alpha_c \rho_g + (1 - \alpha_c) \rho_l \} g + 2 \frac{\tau_i}{r_i} \quad \dots (17)$$

上式は力の静的釣合を考えることによって得られる。(16)式により圧力勾配及び壁面せん断応力 τ_w が与えられれば断面平均ボイド率を計算することができる。一旦、断面平均ボイド率が計算されれば界面せん断応力 τ_i が与えられることにより、(10)式

および(17)式から界面位置 r_i ならびに中心二相流でのボイド率 α_c を決定することができる。

せん断応力の半径方向分布が(16)式および(17)式によって表わされる時、以下の粘性に関するNewton則を適用する事によって気液各相の速度の半径方向分布を知ることができる。

$$\tau = \rho (\nu + \epsilon) \frac{du}{dr} \quad \dots (18)$$

但し ϵ は気液各相の乱流渦粘性係数である。いま、乱流渦粘性係数として、Prandtlの混合距離モデルを用いることにすると、

$$\epsilon = l^2 \left| \frac{du}{dr} \right| \quad \dots (19)$$

となる。(19)式を(18)式に代入すると速度勾配に関する以下の2次方程式が得られる。

$$\frac{du}{dr} > 0 : l^2 \left(\frac{du}{dr} \right)^2 + \nu \left(\frac{du}{dr} \right) - \frac{\tau}{\rho} = 0 \quad \dots (20)$$

$$\frac{du}{dr} < 0 : -l^2 \left(\frac{du}{dr} \right)^2 + \nu \left(\frac{du}{dr} \right) - \frac{\tau}{\rho} = 0 \quad \dots (21)$$

(20)式と(21)式より、液膜流及び中心二相流中の気相流の速度勾配が(16)式および(17)式で表現されたせん断応力を用いて以下のように表わされる。

$$\tau_F \geq 0 : \frac{du_{lF}}{dr} = \frac{-\nu_l + \sqrt{\nu_l^2 + 4 l_{lF}^2 \tau_F / \rho_l}}{2 l_{lF}^2} \quad \dots (22)$$

$$\tau_F < 0 : \frac{du_{lF}}{dr} = \frac{\nu_l - \sqrt{\nu_l^2 + 4 l_{lF}^2 \tau_F / \rho_l}}{2 l_{lF}^2} \quad \dots (23)$$

$$\tau_c < 0 : \frac{du_{gc}}{dr} = \frac{\nu_g - \sqrt{\nu_g^2 + 4 l_{gc}^2 \tau_c / \rho_g}}{2 l_{gc}^2} \quad \dots (24)$$

本研究においては混合距離の見積もりについては液膜流に対してvan Driest形の次式⁽⁹⁾を、

$$l_{lF} = k (r_w - r) \left[1 - \exp \frac{-(r_w - r) \sqrt{\tau_w / \rho_l}}{A \nu_l} \right] \quad \dots (25)$$

中心二相流中の気相流に対しては次式を用いることとした。

$$l_{gc} = 0.4(r_l - r) + l_l \quad \dots (26)$$

(26)式中の k , A の値は、単相流に対しては定数値 $k = 0.4$, $A = 26$ が提唱されている。しかしながら、二相流の場合、これらの係数の値は流れの状況に応じて最適化されるべき値であると考えられる。本研究においては、垂直上昇空気-水二相流実験から得られた実験データベースを用いて、これらの係数の変更による感度解析を行い、最適と思われる値の推定を行った。

一旦速度勾配が決定すれば、壁面における速度0の境界条件のもとで、気液連続相それぞれについて積分することにより速度分布が求められ、さらに得られた速度分布を気液連続相それぞれの流域について次式のように積分することによって中心二相流中の気相及び液膜流の流量が求められる。

$$W_{gc} = 2\pi\alpha_c\rho_g\int_0^{r_l}ru_{gc}dr \quad \dots (27)$$

$$W_{lf} = 2\pi\rho_l\int_{r_l}^{r_o}ru_{lf}dr \quad \dots (28)$$

(27)式、(28)式より、供給二相流体の流量 W 及びクオリティ x から、中心二相流体の流量 W_c 及びクオリティ x_c が次式によって求められる。

$$W_c = W - W_{lf} \quad \dots (29)$$

$$x_c = \frac{W}{W_c}x \quad \dots (30)$$

ただし W_{gc} は必ず正の値であるが、 W_{lf} は下降液膜流の場合負の値をとる。すなわち流路下方から供給された気体は中心二相流中をそのまま上昇するだけであるが、液体は供給された液流に液膜として流下した分が加算されて中心二相流中の液流として上昇していくものとする。

3. 2 圧力エネルギー消費率最小の原理

これまで界面剪断応力の評価は、実験的に求められた界面摩擦係数を用いることによって行われてきた。しかしながら、これらの実験相関式には適用範囲があり、その適用範囲内でしか用いることができない。本研究はこの問題を解決するた

めに、二相流の構造（気液の混合様式、ボイド率分布、各相速度分布、脈動等）はなんらかの支配原理によって最も安定した流れになるよう自己調節されるものであるという考えのもと、界面摩擦係数に関する構成式に解析結果が左右されない解析手法を考案した。すなわち、エネルギー論的に言えば、Fig.15の上図に示すように、二相流は保有する圧力エネルギーを、加速仕事や重力仕事や摩擦仕事に変換することによって流れを形成しているものと考えることができる。その時、与えられた境界条件の下では無限の流動状況が可能であるが、Fig.15の下図に示すように流れに伴う圧力エネルギーの消費割合が少ない程、流れ易い安定な二相流であるとみなすことができる。そこで二相流の安定度の尺度としてある流路断面をある時間をかけて通過した二相流体単位質量当たりの圧力エネルギー消費率を取り上げ、与えられた流量条件に対してこれが最小となるように剪断応力等を決定することとした。この考え方によって、圧力エネルギー消費率は以下の式によって定義すること

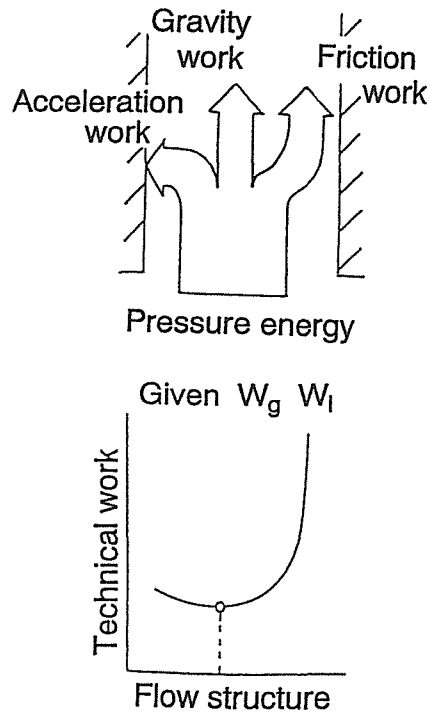


Fig.15 Basic Concept of Minimum Energy Consumption Rate.

が³できる。

$$\begin{aligned}
 \Delta E^* = & \frac{1}{2L} \left[\frac{x}{\rho_g} \overline{u_{gc}} (\rho_g \overline{u_{gc}})^2 \right. \\
 & + \frac{(1-x) - (W_{lF}/W)}{\rho_l} \overline{u_{lc}} (\rho_l \overline{u_{lc}})^2 \\
 & + \frac{W_{lF}/W}{\rho_l} |\overline{u_{lF}}| (\rho_l \overline{u_{lF}})^2 \\
 & + \left[\left\{ \frac{x}{\rho_g} \overline{u_{gc}} + \frac{(1-x) - (W_{lF}/W)}{\rho_l} \overline{u_{lc}} \right\} \right. \\
 & \left. \left\{ \alpha_c \rho_g + (1 - \alpha_c) \rho_l \right\} g \right. \\
 & + \frac{W_{lF}/W}{\rho_l} |\overline{u_{lF}}| (\rho_l g) \left. \right] \\
 & + \left[\left\{ \frac{x}{\rho_g} \overline{u_{gc}} + \frac{(1-x) - (W_{lF}/W)}{\rho_l} \overline{u_{lc}} \right\} \right. \\
 & \left. \left(- \frac{2\tau_i}{r_i} \right) \right. \\
 & \left. + \frac{W_{lF}/W}{\rho_l} |\overline{u_{lF}}| \left(\frac{2r_i \tau_i - 2r_w \tau_w}{r_w^2 - r_i^2} \right) \right] \quad \dots (31)
 \end{aligned}$$

(31)式の左辺が圧力エネルギー消費率を表し、右辺がその内容いわゆる工業仕事率を表している。

(31)式の右辺第1項から第3項が加速仕事項、第4・5項が重力仕事項、第6・7項が摩擦仕事項である。(31)式の右辺または左辺の値が最小となるような二相流が最も安定であり、流動様式の遷移が自由である限りこのような二相流が実現しているという仮定を導入する。本解析においては、境界条件として流量 W とクオリティ x を与え、(31)式の右辺が最小になるように τ_w などの変数を定めて流れを決定する。(31)式中の気液各相の平均速度は、(27)式から(31)式の関係式によって、中心二相流中の気液の平均速度については次式によって、

$$\overline{u_{gc}} = \frac{W_c x_c}{\rho_g \alpha_c A_c} \quad \dots (32)$$

$$\overline{u_{lc}} = \frac{W_c (1 - x_c)}{\rho_l (1 - \alpha_c) A_c} \quad \dots (33)$$

液膜流の平均流速については次式によって与える。

$$\overline{u_{lF}} = \frac{W_{lF}}{\pi (r_w^2 - r_i^2) \rho_l} \quad \dots (34)$$

3. 3 解法の手順

与えられた気液流量に対して圧力勾配 dP/dz が実験により測定されていれば、界面位置 r_i または界面せん断応力 τ_i と壁面せん断応力 τ_w を仮定することにより(14)、(15)式を用いてせん断応力の半径方向分布を求めることができる。すると(22)、(23)、(24)式により液膜流及び中心二相流中の気相流に対する速度勾配 du_{lF}/dr 、 du_{gc}/dr がそれぞれ r の関数として決定され、(27)、(28)式を用いて液膜として落下する流量及び中心二相流中の気相流量を解析的に求めることができる。与えられた気体流量と解析的に求められた中心二相流中の気相流量は等しくなるから、その条件を満たすような r_i または τ_i を決定することができる。この時点では τ_w は仮定値のままであるから流れを確定するためにはもう一つ条件が必要である。本解析ではこの条件として(31)式により計算される圧力エネルギー消費率が最小になるような τ_w の値を検索する手法を取った。本解析の簡単なフローチャートをFig.16に、具体的な解析手順を以下に示す。

1. 実験データ dP/dz 、 Q_g 、 U_{lF} を与える。
2. τ_w を仮定値として与える。
3. τ_i を仮定値として与える。
4. 液膜流の断面内半径方向分布を計算する。
5. 中心二相流中の気相流の断面内半径方向分布を計算する。
6. 気相流量の計算値が実験で与えられた値と一致する τ_i を検索する。
7. 圧力エネルギー消費率が最小となるような τ_w を検索する。

3. 4 解析結果

Fig.17に圧力エネルギー消費率の計算結果例を示す。横軸には、液膜厚さをとっている。この条件においては、液膜厚さが約1.2mm付近に極小値があり、この液膜厚さにおいて流れが最も安定に流れるものとみなすことにする。Fig.18には、計算され

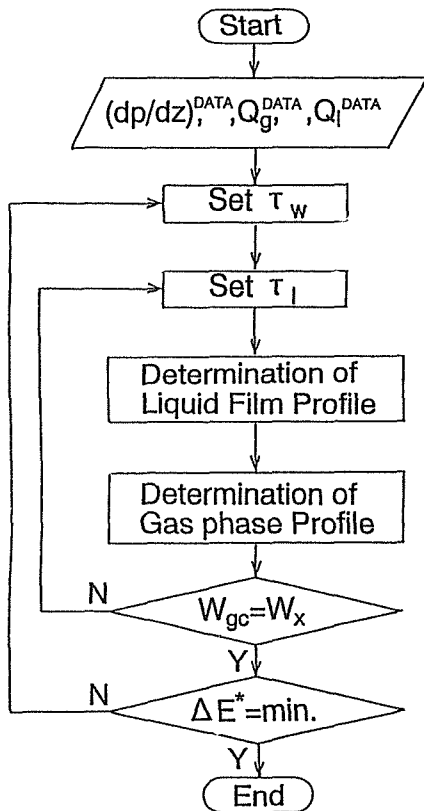


Fig.16 Analytical Procedure.

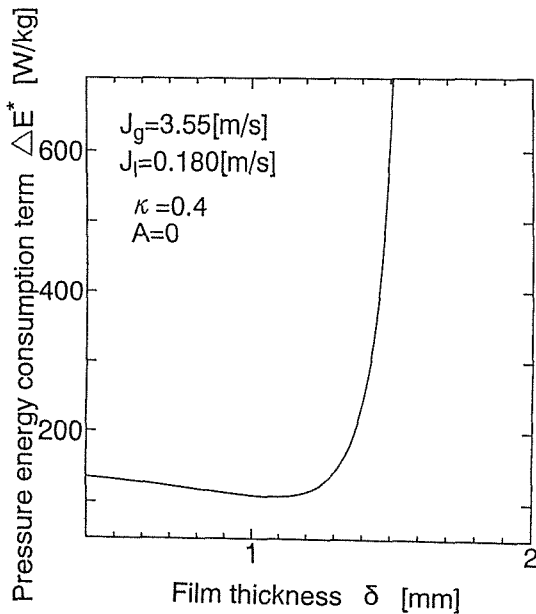


Fig.17 Calculated Result of Pressure Energy.

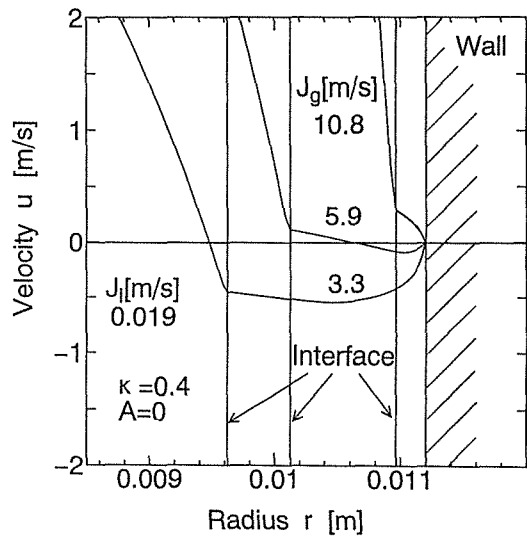


Fig.18 Calculated Results of Radial Velocity Distribution.

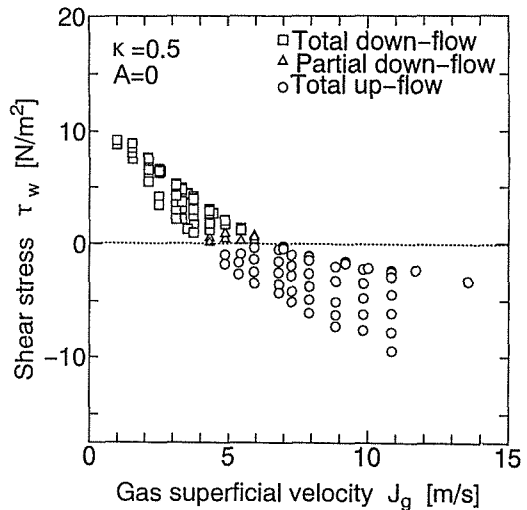


Fig.19 Calculated Results of Wall shear Stress.

た液膜内での速度分布を示す。気相見かけ速度が減少するに従って液膜厚さが増加するとともに、気相見かけ速度が大きい時には上向きであった液相速度が下向きに変化している様子が計算されている。Fig.13に示すような本実験結果と定性的に一致する結果であり、本解析手法の妥当性を裏付けるものと考えられる。また、Fig.19に壁面剪断応力の計算結果を示す。図中の記号の違いは、(11)式に

よって定義される流れの違いに対応している。Fig. 19から明らかなように、気相見かけ速度が大きい範囲では剪断応力は負であるものの、気相見かけ速度が小さくなるに従って剪断応力は正の値となり、Fig. 6に示すような本実験結果と定性的に一致する結果である。

Fig. 20, Fig. 21ならびにFig. 22では、それぞれ管断面平均ボイド率、液膜厚さならびに液膜平均速度に対する測定データと本解析モデルとの比較を行った。この比較では、本解析モデルにおいて唯一経験的に決定されなければならない乱流モデル中の係数 k ならびに A についての検討を行った。各図の左図は、単相流に対して提唱されている値 $k=0.4$, $A=26$ を用いた結果である。この場合、管断面平均ボイド率についてはやや過小評価であり、液膜厚さについてはばらつきが大きく、液膜平均速度については過小評価の傾向のあることが分かる。一方、Fig. 20からFig. 22の各図中の右図は $k=0.5$, $A=0$ とした場合の解析結果である。管断面平均ボイド率については依然低ボイド率の領域で過小評価の傾向が残っているものの、全体としての一致は改善される傾向にあり、液膜厚さについてもばらつきが少なくなるとともに、液膜平均速度についてはほぼ45度の線上に均等に分布する結果となった。特に、 $A=0$ とした解析の場合、

実験で測定された剪断応力としては正であっても液膜平均速度としては上向きとなるような部分的な落水のある状況が再現されており、低質量速度二相流の場合、 $A=0$ とするほうが定性的により妥当であると判断される。 k については0.5と0.4の差は小さく、0.4ないし0.5の付近に最適値があるものと推定される。しかしながら、いずれの評価計算においても、実験値と計算値の一致は必ずしも十分に達成されてはおらず、今後更に検討を進める必要があるものと考えられる。

Fig. 23(a)は、横軸に全見かけ速度、縦軸に気相平均速度をとり、液相見かけ速度をパラメータにとって実験データを整理したものである。このような座標軸における直線関数がいわゆるドリフトフラックスモデルと呼ばれるものであるが、本実験結果もおおよそ直線的に変化しており、ほぼドリフトフラックスモデルに従うものと判断できる。Fig. 23中の直線は、環状流に対して提唱されている以下のドリフトフラックスモデル⁽²⁾による計算値である。

$$u_g = C_0 \cdot J_T + V_{dg} \quad \dots (35)$$

ただし $C_0 = 1$

$$V_{dg} = 23 \left(\frac{\mu_l J_l}{\rho_g D_h} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right).$$

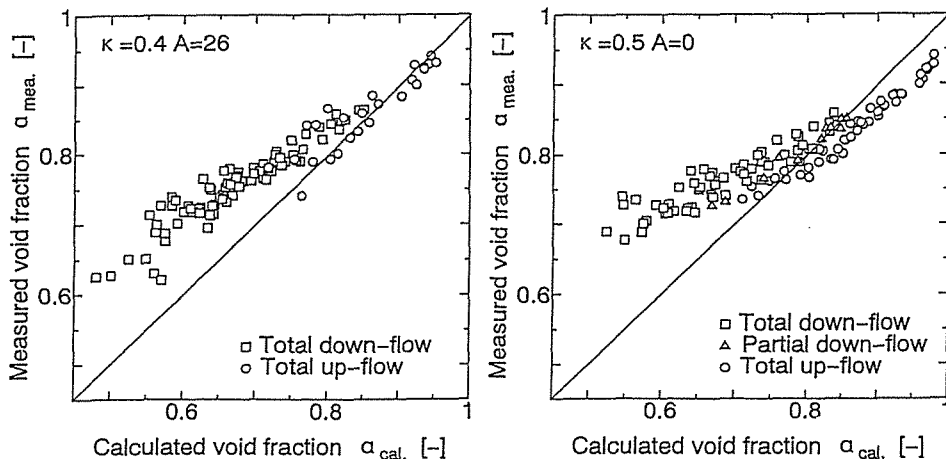


Fig. 20 Comparison of Void Fraction between Calculation and Experimental Data.

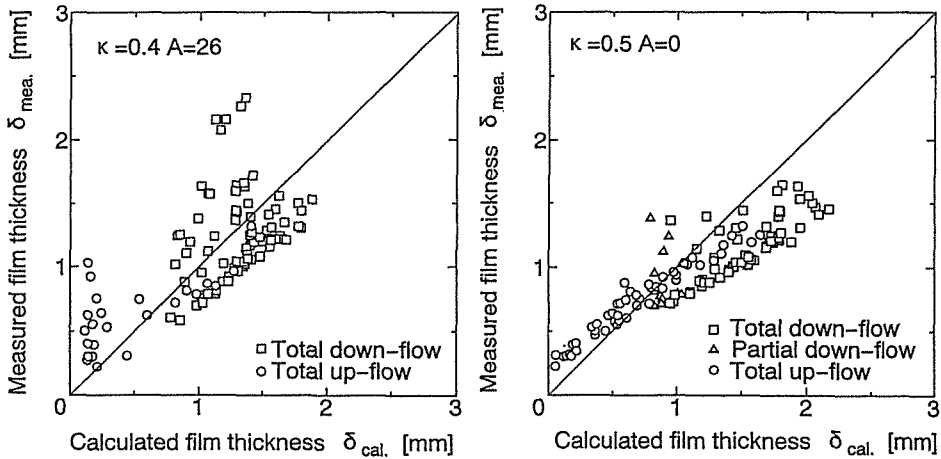


Fig.21 Comparison of Film thickness between Calculation and Experimental Data.

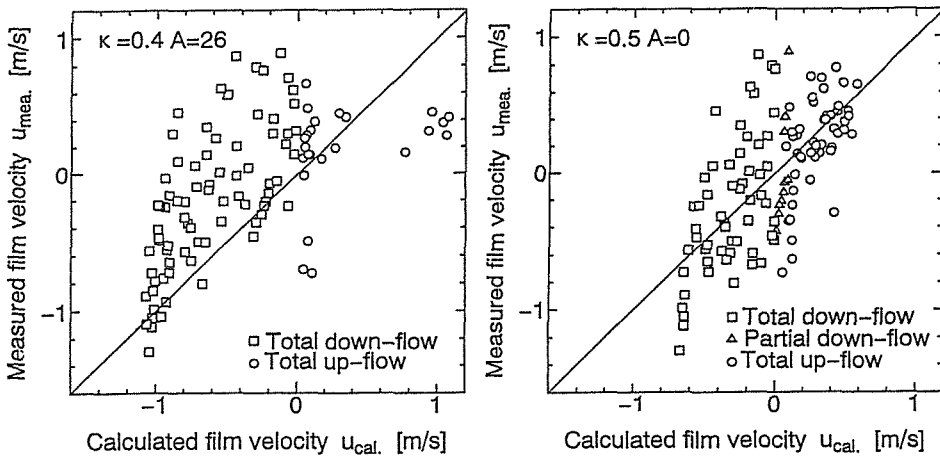


Fig.22 Comparison of Film Average Velocity thickness between Calculation and Experimental Data.

Fig. 2 の流動様式線図より環状流と判定できる全見かけ速度約 6 (m/s) 以上の範囲においては、実験データに液相見かけ速度の影響がみられる。一方、フロス流と判定された全見かけ速度約 6 (m/s) 以下の範囲においては、実験データには液相見かけ速度の影響がみられなかった。また、分布パラメータであるデータの傾きも、両者の間で違いが認められた。高見かけ速度の範囲では分布パラメータはほぼ 1 となっているものの、低見かけ速度の範囲では分布パラメータは 1 より大きな値となった。Fig.23(b)は、本解析による計算結果である。Fig.23

(a)に示す実験結果と定性的に同じ結果であり、(35)式で決まる両直線間に計算結果が分布する結果となった。

一旦Fig.19のように剪断応力が求まれば、以下の式によって界面摩擦係数および壁面摩擦係数が計算できる。

$$f_i = \frac{2/\tau_i}{\rho_g \bar{u}_{gc}^2} \quad \dots (36)$$

$$f_w = \frac{2/\tau_w}{\rho_l \bar{u}_{IF}^2} \quad \dots (37)$$

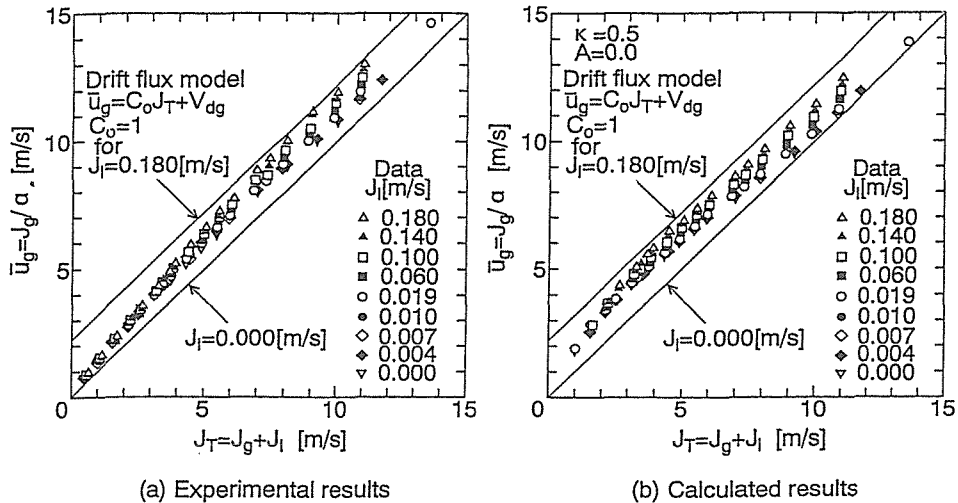


Fig.23 Comparison between Drift Flux Model and Experimental Data.

Fig.24は、このようにして得られた界面摩擦係数の、ボイド率に対する変化を示したもので、図中の曲線は既存の相関式による値である。計算結果は、Bharathanによって提唱されている界面摩擦係数の値にはほぼ一致した。Wallisの式は気相速度の大きな並向上昇環状流における実験データをもとに得られたものであり、Bharathanによる相関式は対向流条件下の比較的气相速度が低い条件の下での実験データから作成されたものである。両者ともに実験データそのものと見なすことができる。本解析結果が、Wallisの式ではなくBharathanの式に近い値となったのは、本実験が低質量速度の下で行われたことを考慮すると、極めて妥当な結果であり、経験的に得られた実験相関式が理論的に導き出すことを示すものと判断できる。Fig.25は、液膜レイノルズ数に対する壁面剪断応力の変化を示したものである。Total up-flowと判定された場合、壁面摩擦係数は層流の式ならびにBlasiusの式に近い値となるもののTotal down-flowと判定された場合には、既存の式より大きな値となることが分かった。

4. 結論

- (1) 低質量速度における垂直管内空気-水二相流実験を行い、気液両相の見かけ速度が上向きであっても液相見かけ速度が減少するに従って、

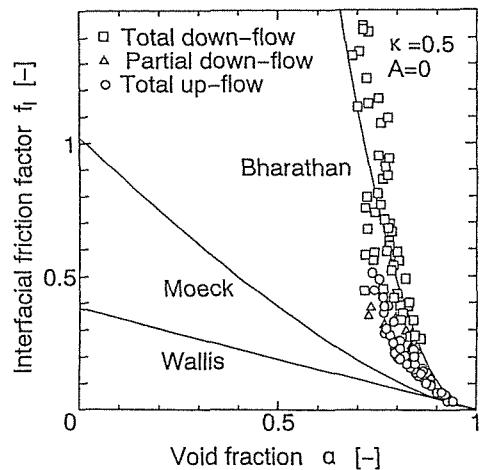


Fig.24 Calculated Results of Interfacial Friction Factor.

液膜平均速度が負の値となることを確認した。液膜平均速度が負である時、対応する壁面剪断応力の計測値は正の値であった。

- (2) このことは、低質量速度二相流においては見かけ速度として上向きであっても、壁面近傍において局所的に下方に向かう流れが存在しており、その結果液膜厚さが厚くなるとともに、この厚くなった液膜を支えるために壁面剪断応力が正の値になるものと考えられる。これは、従来指摘されている低質量速度二相流ではボイド

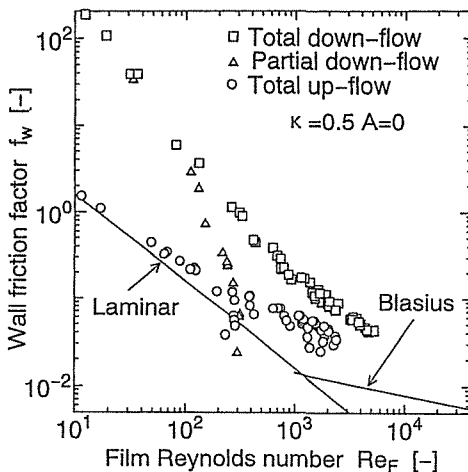


Fig.25 Calculated Results of Wall Friction Factor.

率が低下するという実験事実と対応する結果であり、低質量速度二相流の場合、流れの二次元的挙動を考慮する必要があることを示唆するものである。

- (3) 低質量速度の場合の薄い液膜内での二次元流動を解析するための解析モデルを作成した。
- (4) この解析モデルにおいては、圧力エネルギー消費率最小の原理を採用することによって、壁面近傍の液膜内に局所的な落水を有する低質量速度二相流における界面および壁面剪断応力を決定することができることを明らかにした。
- (5) 更に、van Driest形の乱流モデルを採用することによって、激しく乱れている液膜内での二次元的な流動を解析することができることを示すと同時に、採用された乱流モデル中の係数を変更した計算を実行し、実験結果と比較検討する事によって、乱流モデル中の係数の最適値が、 $k=0.5$, $A=0$ 付近であることを明らかにした。
- (6) 本解析モデルの結果は、実験データより経験的に得られたBharathanによる摩擦係数相関式に一致した。Bharathanの実験および本実験ともに低質量速度の条件下で行われたことを考慮すると、この結果は経験的に得られた実験相関式が理論的に導出しうることを示すものである。

(7) 計測した殆ど全ての気相速度に対して、ある値以上の液滴断面割合が確保されており、常にある量の液滴が存在していた。これは、液膜平均速度が下向きであっても、中心二相流領域における液滴の存在によって液相全体として上向きの見かけ速度が確保されることを意味するものである。

(8) このような液膜内に局所的な落水の存在する低質量速度二相流においてもドリフトフラックスモデルが成立することを確認した。ただし、ドリフト速度に及ぼす液相見かけ速度の影響は、環状流と判定できた流動範囲では確認出来たものの、フロス流の範囲においてはその影響はみられなかった。また分布パラメータの値もフロス流の範囲においては、環状流における値より大きくなった。

本実験を遂行するに当たっては、木村功司（山形大学）、鈴木均（宮商会）、後藤格（田村電機）の各氏に多大なる御協力を頂きました。ここに記して感謝いたします。

文献

- (1) 伊藤ほか：電子機器の熱対策設計, (1992) 日刊工業新聞社
- (2) N.Zuber, et al.: GEAP-5417, (1967)
- (3) T.Ueda and Y.Koizumi: Int. J. Multiphase Flow, 19(1), (1993), 1-13.
- (4) 深野ほか：九大工学集報, 58-1(1985), 61-67.
- (5) 世古口：伝熱工学の進展 I (1973) 養賢堂
- (6) R.W.Lockhart and R.C.Martinelli: Chem. Eng. Progress, 45-1(1949), 39-48.
- (7) 植田, 田中：機械学会論文集, 39-325(1973), 2842-2852.
- (8) 植田, 能勢：機械学会論文集, 39-325(1973), 2853-2862.
- (9) E.R.van Driest: Aeronaut Sci., 23, (1956), 1007-1011.
- (10) S.M.Zivi: Trans. ASME, Ser.C, 86(1964), 247-252.